

О КОЭФФИЦИЕНТАХ РАСПАДА НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ВОДЕ ПРИ КОНЦЕНТРАЦИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

E-mail: oafedorovich@kinr.kiev.ua

Приводятся результаты экспериментального определения коэффициентов распада неидеальной водородно-кислородной плазмы импульсных разрядов в воде на стадии релаксации, а также их сравнение с теоретически рассчитанными. Получено расхождение экспериментальных и теоретических результатов. Причем на несколько порядков меньше результаты, полученные экспериментально во всем исследованном диапазоне концентраций электронов $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. С уменьшением концентрации электронов происходит сближение результатов, но полного совпадения нет даже при $N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Опубликованные к настоящему времени теоретические работы не объясняют наблюдаемое расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями коэффициентов распада.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению вещества в экстремальных условиях с течением времени не уменьшается. Это связано с необходимостью изучения свойств веществ в таких условиях, как для развития фундаментальных знаний, так и с применениями веществ в экстремальном состоянии в практических приложениях, где такое вещество может использоваться как рабочее тело. Неидеальная плазма (НП) также является веществом в экстремальном состоянии, уже имеет ряд практических применений и может иметь применение в будущем, например, в управляемом термоядерном синтезе [1, 2]. В настоящее время НП широко используется в разрядно-импульсной технологии [3].

В природе НП встречается в веществе белых карликов, Солнца, глубинных слоев планет-гигантов Солнечной системы и других космических объектов, для которых свойства плазмы определяют их структуру и эволюцию [1]. НП возникает при ядерных и термоядерных взрывах, при электрических взрывах в воде и в газах при высоких давлениях, в высоковольтных отключающих устройствах, в ускорителях типа «рельсотрон», мощных импульсных источниках света и др. [1]. Экспериментальное изучение НП затруднено отсутствием надежных методик измерения параметров плотной плазмы, отсутствием соответствующей аппаратуры и малыми временами существования НП (чаще всего микросекундные).

Многие процессы в неидеальной плазме не изучены. Для корректных расчетов НП и построения ее моделей необходимо установить связь коэффициентов ионизации и рекомбинации от температуры плазмы, концентрации электронов и атомов. С коэффициентом рекомбинации связано и время жизни электронов и ионов.

Экспериментальные значения коэффициентов рекомбинации до концентраций $N_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ приведены в работах [4, 5], но при высоких

температурах ($64 \cdot 10^3 \text{ K}$). В работах [6, 7] приведены результаты экспериментальных исследований коэффициента распада водородно-кислородной плазмы при концентрациях электронов $5,5 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и температурах $(45 \dots 20) \cdot 10^3 \text{ K}$. В них показано существенное отличие (в $10^5 \dots 10^6$ раз) экспериментальных значений коэффициентов распада от теоретически вычисленных, причем для расчетов брались те же значения концентраций электронов, атомов и температур, что и для экспериментальных данных. Причем экспериментальные значения коэффициентов распада всегда значительно меньше, чем теоретические. Существующие теоретические представления, приведенные в работах [5, 8-12], в том числе и для неравновесной и неидеальной плазмы не дают возможности объяснить полученные различия с экспериментальными значениями коэффициентов распада. Поэтому необходимо получить экспериментальные данные коэффициента распада НП импульсных разрядов в воде (ИРВ) при концентрациях электронов $10^{19} \geq N_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В работах [6, 7] отмечалось, что разряды в воде, особенно в стадии релаксации, позволяют проходить указанные концентрации.

В данной работе приводятся результаты исследований коэффициентов распада водородно-кислородной плазмы при концентрациях $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температурах $24 \cdot 10^3 \geq T \geq 7 \cdot 10^3 \text{ K}$. Проводится сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для теоретических расчетов коэффициентов распада плазмы, а также коэффициентов ионизации и рекомбинации необходимо знание концентрации электронов (N_e), атомов (N_a), температуры T и их временного хода. Такие же параметры необходимы и для получения экспериментальных данных [5, 8-12]. Следует отметить, что при условиях, характерных для ИРВ, в канале достаточно высокие

давления и температуры, поэтому на всех стадиях разряда, кроме рекомбинации, идет и термоионизация плазмы. Из-за этого наблюдать рекомбинацию в чистом виде можно только при очень низких температурах, а экспериментально можно получить только коэффициент распада плазмы, который записывается в виде [4, 5]

$$\frac{dN_e}{dt} = N_a \cdot N_e \cdot \beta - N_e^3 \cdot \alpha \quad (1)$$

где N_a – концентрация атомов, N_e – концентрация электронов; β – коэффициент ионизации, α – коэффициент рекомбинации, $\frac{dN_e}{dt}$ – коэффициент распада.

Исследования проводились на установке со следующими параметрами: емкость накопительной конденсаторной батареи $C=14,6$ мкФ, индуктивность цепи $L=0,43$ мкГн. Для исследования коэффициентов распада с концентрацией электронов от $2 \cdot 10^{20}$ до $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в данной работе были выбраны условия разряда: инициирующий разряд – проводник из вольфрама диаметром 20 мкм, с длиной разрядного промежутка 100 мм, начальное напряжение на разрядном промежутке 30 кВ. Большая длина разрядного промежутка выбиралась для того, чтобы выбросы паров металла из электродов [14] минимально влияли на параметры водородно-кислородной плазмы. При этих условиях энергия в канал вкладывалась на протяжении менее 20 мкс. Причем вклад энергии во втором полупериоде составлял менее 10% от общего вклада энергии в канал (Рис.1).

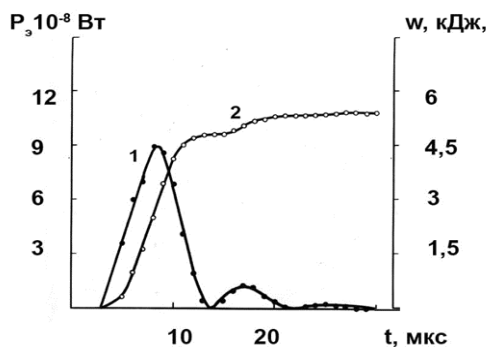


Рис.1. Зависимость энергии и мощности в разрядном канале от времени ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мм, $L = 0,43$ мкГн)

При длинных разрядах отличие излучения от излучения абсолютно черного тела (АЧТ) также минимально [15]. На Рис.2 приведен ход во времени температуры, измеренной на двух длинах волн в видимом диапазоне спектра 400 и 700 нм. Температура в видимом диапазоне измерялась путем сравнения интенсивности излучения на определенной длине волны с интенсивностью излучения эталонного источника ЭВ-45 [16] методом гомохромного фотометрирования. Точность измерения яркостной температуры – 10...15% [17]. С течением времени излучение канала ИРВ приближается к излучению АЧТ.

Начиная с 60 мкс по интенсивности в максимумах излучения реабсорбированной линии H_α (656,2 нм) измерялась максимальная по лучу наблюдения температура.

Для исследований временного хода радиуса канала (r_k), поведения радиуса фронта ударной волны (r_ϕ) использовалась непрерывная фоторегистрация расширения канала и r_ϕ . На Рис.3 приведена типичная фоторегистрограмма расширения канала, полученная при подсвете его с помощью импульсного источника света типа ЭВ-45, поток излучения которого преобразовывался в параллельный пучок.

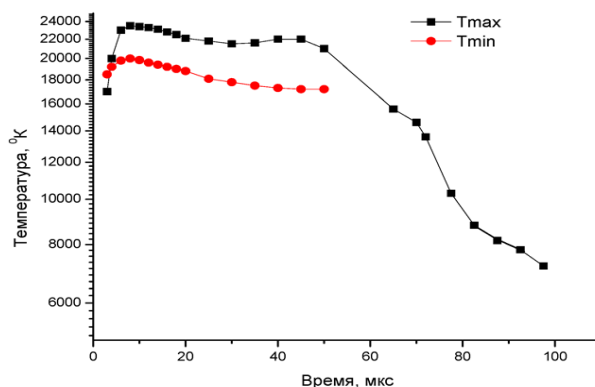


Рис.2. Зависимость температуры в разрядном канале от времени ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мм, $L = 0,43$ мкГн)

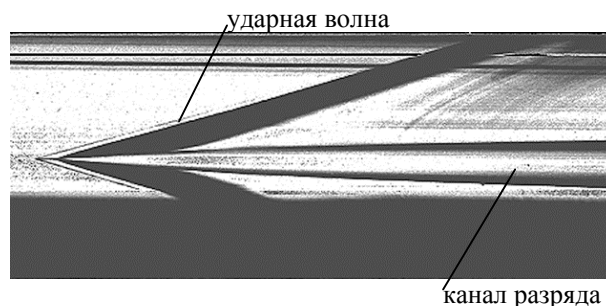


Рис.3. Фоторазвертка плазменного канала и фронта ударной волны подсветом от источника ЭВ-45 ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мм, $L = 0,43$ мкГн)

На фоторегистрограммах видны ударные волны, образующиеся при взрывах проводника, а также после пробоя паров металла при интенсивном вводе энергии в канал. После отхода ударной волны виден плазменный канал в самосвечении, так как параллельные лучи подсвета за счет явления рефракции на градиентах давления, образующихся между фронтом ударной волны и каналом, отклоняются и не попадают во входной объектив измерительной схемы. Начиная с 5...9 мкс виден действительный теневой радиус канала. Измерения радиуса канала проводились не менее двух раз при одинаковых начальных условиях. За "0" времени отсчета принимался момент подачи напряжения на разрядный промежуток. Привязка проводилась по осциллограммам, получаемым на осциллографе С8-2, на один вход которого подавался сигнал с делителя напряжения, а на второй – с фотэлектронной приставки [19].

Расчет давления проводился в приближении квазинесжимаемой жидкости по теории, учитывающей сжатие воды между радиусом канала и фронтом ударной волны, а также переменные во времени скорости расширения канала и фронта ударной волны. Временной ход давления в плазменном канале рассчитывался для цилиндрической симметрии по формуле [18]

$$P_k = \frac{\rho_\phi}{2r_\phi} \left[2C_0 r \cdot \dot{r} - \dot{r}^2 r_\phi + 2r_\phi (\dot{r} + \ddot{r}) \ln \frac{r_\phi}{r} \right], \quad (2)$$

где $\rho_\phi = \rho_0 \frac{r^2}{r_\phi^2 - r^2}$; ρ_0 – плотность невозмущенной жидкости; C_0 – скорость звука в жидкости; r – радиус канала плазмы; \dot{r} – скорость расширения канала; \ddot{r} – ускорение границы канала; r_ϕ – радиус фронта ударной волны.

По мнению авторов работ [18, 19], расчеты по этой формуле дают наибольшую точность при получаемых нами скоростях расширения канала. Погрешность расчетов P_k , согласно [19], не должна превышать 20%. На Рис.4 приведены результаты расчетов P_k для выбранного режима разряда.

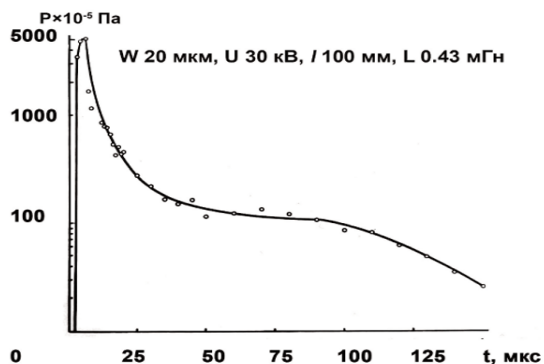


Рис.4. Зависимость давления в канале от времени ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мА, $L = 0,43$ мкГн)

В приведенной формуле, кроме радиуса канала, входит скорость расширения канала, его ускорение, и радиус фронта ударной волны. Все эти величины определялись экспериментально из одного измерения, что исключало влияние на r_ϕ и r затягиваний пробоев паров металла от разряда к разряду. Ускорение границы канала определялось из графика скорости. Следует отметить очень сильное влияние последнего на расчеты P , так как абсолютные значения \ddot{r} достигают больших величин, что, в свою очередь, требует высокой точности при определении r и \dot{r} .

Для сравнения экспериментальных значений скорости распада плазмы с теоретическими, необходим также расчет ионизационного состава плазмы. Для получения общей концентрации в данной работе использовалось уравнение состояния идеального газа, $P = N^* \cdot k \cdot T$. Согласно работе [21] в НП уравнение состояния идеального газа $P = N^* \cdot k \cdot T$ (где P – давление, $N^* = N_a + 2N_e$ – общее число частиц, k – постоянная Больцмана, T – температура), приобретает вид:

$$P = (N_a + 2 \cdot N_e) \cdot k \cdot T - \frac{2}{3} \cdot e^3 \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{kT}} \cdot N_e^{3/2} + N_a \cdot \lambda / kT, \quad (3)$$

где $\lambda = -\frac{\delta \ln Z_a}{\delta \ln N_e}$, $0 < \lambda < 1$.

Первый член в правой части соответствует идеальному газу, второй – дебаевская поправка к давлению, третий – учитывает конечное число возбужденных связанных состояний. При $T = 2 \cdot 10^4$ К и $N_e = 10^{18}$ см⁻³ уравнение состояния НП от идеальной отличается меньше чем на 20% [21].

Расчеты концентрации электронов при крайних значениях T_a , будем проводить по той причине, что неизвестна истинная температура плазмы, а ее излучение существенно отличается от излучения АЧТ, то есть равновесного [15]. В работе [15] предполагается, что на измерения T_a влияет градиент температуры и концентрации атомов вблизи границы канала, что не во всех случаях может объяснить наблюдаемое явление: градиент температуры и концентрации в плазме ИРВ существует всегда, а отклонение от излучения АЧТ наблюдается не при всех исследованных режимах разряда. Следует получить крайние значения концентраций, чтобы определить максимально возможную ошибку в вычислении N_e , а соответственно и $\frac{dN_e}{dt}$. Для расчетов в работе

использовалось уравнение Саха:

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = 4,9 \cdot 10^{15} \frac{G_i}{G_a} T^{3/e} \exp\left(-\frac{eE}{kT}\right), \quad (4)$$

где: концентрации в см⁻³, температура в К, G_i и G_a – статсуммы основных состояний иона и атома, E_0 – потенциал ионизации. Основная трудность, возникающая при расчетах N_e по этому уравнению, заключается в вычислении статсумм и выборе потенциала ионизации. По мнению авторов работ [22, 23] в НП потенциал ионизации и граничная частота для границы серии остаются на уровне, присущем изолированному атому. А при расчете статсумм ограничимся последним уровнем, наблюдаемым экспериментально.

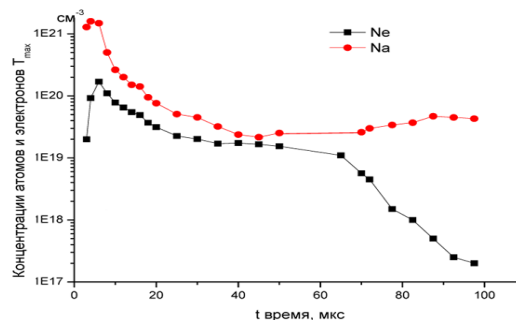


Рис.5. Зависимость концентрации атомов и электронов от времени ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мА, $L = 0,43$ мкГн)

Расчет N_e проводился для водорода, так как у водорода и кислорода потенциалы ионизации практически не отличаются. При расчете считалось, что молекулы паров воды в канале полностью диссоциированы. Как следует из работы [24], при давлениях $5 \cdot 10^8$ Па и температуре 10^4 К пары воды

состоят на 75% из атомарных водорода и кислорода, при 10^8 Па и той же температуре их количество возрастает до 92%. При T выше $2 \cdot 10^4$ К пары воды можно считать полностью диссоциированными. Влияние молекул H_2O , H_2 , O_2 , OH и др. на состав плазмы в данной работе не учитывалось. Результаты расчета состава плазмы для выбранного режима разряда приведены на Рис.5-6.

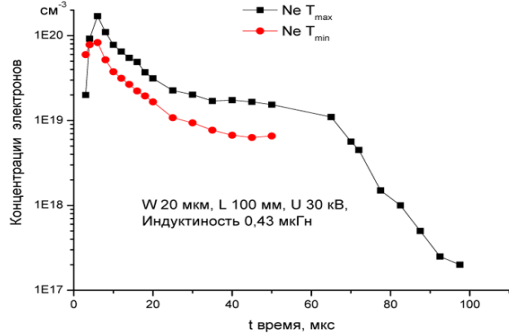


Рис.6. Зависимость концентрации электронов от времени ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мм, $L = 0,43$ мкГн)

При расчете N^* использовались значения яркостной температуры. При уменьшении оптической толщины плазмы для определения температуры необходимы знания и самих значений оптической толщины, или необходимо проводить измерения T по интенсивности в максимуме излучения реабсорбированной линии водовода H_α . При $\tau < 4$ значения T_a занижены, а прямые измерения оптической толщины путем просвечивания дали значения τ , завышенные на порядок [20]. При расчетах состава плазмы пренебрегали наличием в канале атомов металла иницирующего проводника (при $d = 20$ мкм, $N_a = 2 \cdot 10^{17}$ ат/см) и поступающих в плазму с электродов, так как их количество незначительно. Получено неплохое согласие результатов, полученных из вычислений N_e по формуле Саха и из уширения линии водорода H_α в плазменных микрополях. Значения N_e , полученные по уширению линии H_α несколько больше [13].

Различие в концентрациях электронов, вычисленных по максимальной и минимальной температуре, незначительное, и не превышает 2 раз. С 60 мкс измерения концентрации электронов проводились по уширению Штарка линии водорода H_α (656,3 нм) в микрополях плазмы. Концентрации электронов изменялись от $2 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ на 10 мкс до $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ на 98 мкс.

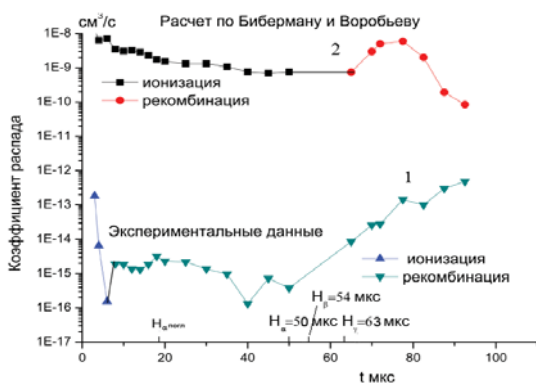


Рис.7. Зависимость коэффициента распада от

времени ($W, \varnothing = 20$ мкм, $U = 30$ кВ, $I = 100$ мм, $L = 0,43$ мкГн)

В исследуемом диапазоне температур и концентраций непосредственно коэффициент рекомбинации получить нельзя. Это связано с тем, что работают два механизма — тройная столкновительная рекомбинация электронов и ионов и ионизация атомов за счет высокой температуры плазмы. Но из хода во времени концентрации плазмы можно получить экспериментальный коэффициент распада [4]. На Рис.7 приведены результаты экспериментального определения коэффициентов распада и их ход во времени.

В начале разряда при интенсивном вводе энергии в плазменный канал преобладают ионизационные процессы ($\frac{dN_e}{dt} > 0$), но уже во втором полупериоде

разряда преимущественно начинает идти рекомбинационный процесс. Начиная с 10 мкс и до 50 мкс, несмотря на то, что в плазменный канал энергия не вкладывается, экспериментальный коэффициент распада практически не меняется. По-видимому, это связано с высокой энтальпией неидеальной плазмы в канале и невозможностью рекомбинационных процессов на уровне линий H_α , H_β , H_γ серии Бальмера, и других серий, которые отсутствуют в спектрах излучения и поглощения [13]. Линию H_α (653,6 нм) на начальной стадии разряда вообще не удается зарегистрировать и только по мере распада плазмы на 18 мкс она еле заметно появляется в спектре поглощения. Но реабсорбция в центре линии H_α проявляется за счет появления переходного, более холодного наружного слоя, т.е. за счет поступления в канал более холодных частиц со стенок жидкости, окружающей канал. В центральной части канала линия H_α еще не реализуется. На 50 мкс появляется сильно уширенная линия H_α [13], контур которой не удается еще надежно выделить из сплошного спектра. На 54 мкс появляется в излучении линия H_β (486,1 нм), на 63 мкс — H_γ (434 нм) серии Бальмера. С появлением линий излучения серии Бальмера H_α , H_β , H_γ коррелирует увеличение экспериментального коэффициента распада неидеальной водородно-кислородной плазмы (Рис.7, кривая 1).

Коэффициент распада увеличивается с 10^{-15} до 10^{-12} см 3 /с при уменьшении концентрации электронов от $2 \cdot 10^{19}$ до $2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Температура при этом уменьшается с $20 \cdot 10^3$ К на 50 мкс до $7 \cdot 10^3$ К на 98 мкс. Проведем сравнение экспериментально полученных коэффициентов распада плазмы с рассчитанными теоретически. При расчетах использовались значения температур и концентраций электронов и атомов, полученных экспериментально в каждый момент времени. Отдельно проводились расчеты коэффициентов ионизации и рекомбинации в каждой точке по параметрам плазмы, а потом результаты суммировались. Результаты теоретического расчета коэффициентов распада и их ход во времени

приведены на Рис.7 (кривая 2), а отдельных расчетов ионизации и рекомбинации, проведенных согласно работам [5, 10], приведены на Рис.8.

Расчетные и экспериментальные результаты отличаются практически на 7 порядков на начальной стадии разряда при $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и на два порядка на 95 мкс, когда концентрация электронов уменьшилась до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Наблюдается тенденция к сближению расчетных и экспериментальных результатов по мере снижения концентрации электронов и температуры плазменного канала.

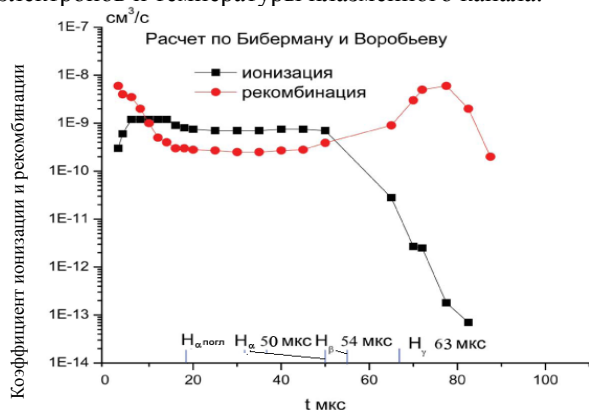


Рис.8. Зависимость коэффициента ионизации и рекомбинации от времени ($W, \varnothing = 20 \text{ мкм}$, $U = 30 \text{ кВ}$, $I = 100 \text{ мм}$, $L = 0,43 \text{ мкГн}$)

Меньшие значения коэффициентов распада наблюдаются экспериментально по сравнению с рассчитанными теоретически значениями. Полученные результаты могут свидетельствовать о существенных недостатках в теории рекомбинации неидеальной плазмы. При теоретических расчетах использовались представления о том, что атомы изолированные, потенциалы ионизации не снижаются и учитывались все уровни изолированного атома водорода, на которых возможна рекомбинация [5, 8-11].

При выведении формул для коэффициентов рекомбинации в работах [5, 8-10] считалось, что атомы изолированные, потенциал ионизации не снижался. Учет рекомбинации не только на основной уровень, а на все остальные возможные уровни водорода приводит к увеличению коэффициента рекомбинации в 2-3 раза при температурах $(4 \dots 62) \cdot 10^3 \text{ К}$ [8]. В работе [9] показано увеличение коэффициента рекомбинации электронов при учете рекомбинации на верхних уровнях при концентрациях $10^{12} \dots 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Причем увеличение может достигать двух порядков.

В неидеальной плазме верхние уровни не реализуются [23], исчезают под воздействием микрополей плазмы. В работе [12] была предпринята первая попытка учесть влияние неидеальности на коэффициент рекомбинации плотной плазмы. При $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и температурах 8 и $16 \cdot 10^3 \text{ К}$ разница в величинах коэффициентов рекомбинации составляет $\sim 4,5$ и 1,5 раз соответственно в сторону уменьшения. Но в этой работе коэффициенты захвата на нереализованные уровни брались близкими к $\alpha_n N_e$ изолированного атома и не учитывалось сильное уширение уровней,

которое может составлять десятки нанометров [15]. Это говорит об очень больших микрополях в НП, сравнимых с полями ядра, что может приводить к уменьшению потенциала ионизации атома, а соответственно к уменьшению силы притяжения иона и электрона. Этот факт, по-видимому, и является определяющим наряду со срезанием уровней в резком уменьшении коэффициента рекомбинации неидеальной плазмы. Как следует из Рис.7, теоретические и экспериментальные значения коэффициентов распада сближаются по мере уменьшения концентрации плазмы и температуры, и при дальнейшем уменьшении N_e они должны практически совпасть, как в работе [4] при $N_e < 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуре $64 \cdot 10^3 \text{ К}$ (в данной работе $N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температуре $\sim 7 \cdot 10^3 \text{ К}$). Существенное отличие в температурах плазмы может приводить к некоторому различию в полученных коэффициентах распада в данной работе и в работе [4]. Объяснить расхождения между теоретическими и экспериментальными результатами в определении коэффициентов распада в рамках существующих теорий не удастся. Для объяснения расхождений, полученных в данной статье, необходимо развитие новых теоретических работ, учитывающих большие значения собственных микрополей в плотной НП, сильное уширение уровней, а также нереализацию переходов вплоть до резонансного, наблюдаемых экспериментально.

ВЫВОДЫ

Определены экспериментальные коэффициенты распада НП при концентрациях от $2 \cdot 10^{20}$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при снижении температуры плазмы от $22 \cdot 10^3$ до $7 \cdot 10^3 \text{ К}$. Полученные экспериментально значения коэффициентов распада на 6 порядков ниже расчетных при концентрации $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и температуре $22 \cdot 10^3 \text{ К}$ и менее чем на два порядка ниже при концентрации $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуре $7 \cdot 10^3 \text{ К}$. Наблюдается тенденция к сближению расчетных и экспериментальных результатов по мере снижения концентрации электронов и температуры плазменного канала. Существующие до настоящего времени теоретические работы не объясняют такого большого различия с экспериментальными данными. По мнению авторов, для корректного построения теории рекомбинации НП необходимо учитывать снижение потенциала ионизации атомов, исчезновение большинства уровней и сильное уширение уровней атомов в микрополях НП.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Фортов, И.Т. Якубов. *Физика неидеальной плазмы*. Черногловка, 1984, 264 с.
2. Е.С. Боровик. К вопросу о самоподдерживающихся реакциях синтеза в низкотемпературной плазме большой плотности (1) // *Магнитные ловушки*. Киев: «Наукова думка», 1969, в.4, с.53-61.
3. В.В. Иванов, И.С. Швец, А.В. Иванов. *Подводные искровые разряды* // Киев: «Наукова думка», 1982, 192 с.
4. О.А. Малкин. *Импульсный ток и релаксация в*

- газе. М.: «Атомиздат», 1974, 280 с.
5. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*. М.: «Атомиздат», 1982, 378 с.
 6. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Експериментальні дослідження коефіцієнту розпаду неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді // *Український фізичний журнал*. 2008, №5, с.451-457.
 7. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О рекомбинации водородно-кислородной плазмы ИРВ на стадии релаксации // *Материалы XIII Международной научной школы-семинара «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах»*. Николаев, 2007, с.116-117.
 8. Д. Бейтс, А. Далгарно. Электрон-ионная рекомбинация // *Атомные и молекулярные процессы* / Под ред. Д.Бейтса. М.: «Мир», 1964, с.224-247.
 9. D'Angelo. Recomb. of ions and electrons // *Phys. Rev.* 1961, v.121, №2, p.505-507
 10. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. Кинетика ударно-радиационной ионизации и рекомбинации // *УФН*. 1972, т.107, №3, с.353-386.
 11. L. Popova, G. Kamberov, T. Nickolov et al. Effect of recombination in scrape off layers of tokamak plasma // *Bulg. J. Physics*. 2005, v.32, p.263-271.
 12. Ю.К. Куриленков. О влиянии неидеальности на коэффициент рекомбинации плотной плазмы // *ТВТ*. 1980, т.18, №6, с.1312-1314.
 13. В.В. Матвиенко, А.Ю. Попов, О.А. Федорович. К вопросу об использовании линий излучения H_{α} и H_{β} для измерения параметров плазмы импульсного разряда в воде // *Теория, эксперимент, практика разрядноимпульсной технологии*. Киев: «Наукова думка», 1987, с.14-22.
 14. Л.Л. Пасечник, П.Д. Старчик, О.А. Федорович. Временная эволюция спектров излучения ИРВ // *Теория, эксперимент, практика разрядноимпульсной технологии*. Киев: «Наукова думка», 1987, с.6-9.
 15. Л.Л. Пасечник, П.Д. Старчик, О.А. Федорович. Исследование непрерывного излучения ИРВ в диапазоне 400...700 нм // *Тез. докл. 6 Всесоюзной конф. по физике низкотемпературной плазмы*. Л., 1983, т.1, с.501-503.
 16. А.Н. Демидов, Н.Н. Огурцова, И.В. Подмошенский. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре 40000 К // *Оптико-механическая промышленность*. 1960, №1, с.2-7.
 17. В.И. Малышев. *Введение в экспериментальную спектроскопию*. М.: «Наука», 1979, 480 с.
 18. Н.М. Бескаравайный, В.А. Поздеев. Волновые задачи о расширении полости в жидкости с учетом конечности перемещения границ // *Физ.-мех. процессы при высоковольтном разряде в жидкости*. Киев: «Наукова думка», 1980, с.88-97.
 19. Н.М. Бескаравайный, В.А. Поздеев: Отчет. Тема №149/20. Николаев, 1980, 135 с.
 20. О.А. Федорович. Методика экспериментального определения оптической толщины плазменного канала методом просвечивания и возможности ее применения для импульсных разрядов в воде // *Ядерная физика та енергетика*. 2008, №1, 43-51.
 21. Л.П. Кудрин. *Статистическая физика плазмы*. М.: «Атомиздат», 1974, 496 с.
 22. Г.А. Кобзев, Ю.К. Куриленков, Г.Э. Норман. К теории оптических свойств неидеальной плазмы // *ТВТ*. 1977, т.15, №1, с.193-196.
 23. Г.Э. Норман. Непрерывные спектры излучения (поглощения) неидеальной плазмы // *ТВТ*. 1979, т.17, №3, с.453-460.
 24. П.И. Царенко, А.Р. Ризун, М.В. Жирнов, В.В. Иванов. *Гидродинамика и теплофизические характеристики мощных подводных искровых разрядов*. Киев: «Наукова думка», 1984, 148 с.

Статья поступила в редакцию 19.05.2008 г.

ABOUT FACTORS DESINTEGRATION OF NONIDEAL PLASMA OF PULSE DISCHARGES IN WATER AT ELECTRONS CONCENTRATION $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko

In this work results of experimental definition of factors of disintegration of nonideal hydrogen-oxygen plasma of pulse discharges in water on stages of a relaxation and their comparison with theoretically designed are resulted. Theoretical results are higher than experimental values in all the investigated range of concentration electrons $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. With the reduction of electron concentration there is a rapprochement of results, but full concurrence it is impossible even at $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The theoretical works published to the present time cannot explain an observable divergence between theoretical and experimental values of factors of disintegration.

ПРО КОЕФІЦІЄНТИ РОЗПАДУ НЕІДЕАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ ПРИ КОНЦЕНТРАЦІЯХ ЕЛЕКТРОНІВ $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

O.A. Федорович, Л.М. Войтенко

Наведено результати експериментального визначення коефіцієнтів розпаду неідеальної воднево-кисневої плазми імпульсних розрядів у воді на стадії релаксації, а також їхнє порівняння з теоретично розрахованими. Теоретичні результати вище експериментальних значень на кілька порядків у всьому дослідженому діапазоні концентрацій електронів $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. При зменшенні концентрації електронів спостерігається зближення результатів, але повного співпадання немає навіть при $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Опубліковані до теперішнього часу теоретичні роботи не можуть пояснити спостережувану розбіжність між теоретичними й експериментальними значеннями коефіцієнтів розпаду.